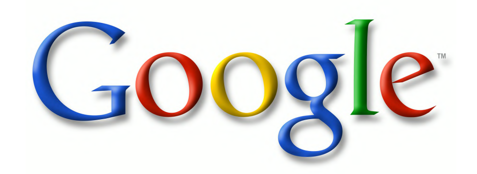
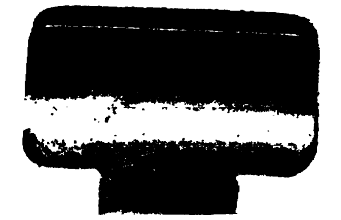

Google



QC
431
T7
UC-NRLF
$B 24 444
YC 11152



Die

Dispersion Jenaer Gläser

im

ultravioletten Strahlengebiet.

Inaugural-Dissertation

der

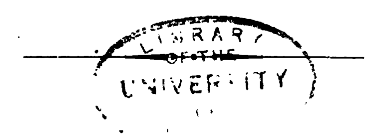
philosophischen Fakultät zu Jena

zur

Erlangung der Doktorwürde

vorgelegt von

Hermann Trommsdorff.



JENA
Druck von Bernhard Vopelius
1901.

Genehmigt von der philosophischen Fakultät der Universität Jena auf Antrag des Herrn Professor Dr. Winkelmann.

JENA, den 19. Dezember 1900.

Professor Dr. **Hirzel**
d. Z. Dekan.

Piae memoriae

patris dilectissimi.

Durch die Entwickelung der photographischen Technik hat die Kenntnis des ultravioletten Strahlengebietes an praktischem Interesse gewonnen. Auch vom theoretischen Standpunkte aus ist es wünschenswert, Material zu sammeln, um die Dispersionstheorie zu prüfen, wenngleich ohne die Dispersion des Ultrarot die vollständige Verifizierung der Theorie nicht möglich ist. Für Krystalle oder Gläser mit einfacher chemischer Zusammensetzung könnte auf diesem Wege der Zusammenhang zwischen optischem Verhalten und chemischer Zusammensetzung vielleicht ermittelt werden. Schon jetzt gründet sich auf die Abhängigkeit optischer Eigenschaften von der chemischen Zusammensetzung die Technik der optischen Glasschmelzen. Allerdings sind diese Kenntnisse erst empirisch und einer Erklärung unzugänglich.

Die Messungen von Rubens[1]) und Simon[2]) geben für eine Reihe Substanzen die Dispersion vom Ultrarot bis ins Ultraviolett. Die Resultate enthalten geeignetes Material zur Prüfung der Dispersionstheorie. Weitere Messungen von Simon[2]) geben die Dispersion im Ultraviolett für Substanzen, welche für praktische optische Zwecke interessant und wichtig sind. Eine Vermehrung dieser Untersuchungen an weiteren optischen Glasschmelzen erschien für praktische Forderungen wünschenswert.

In der vorliegenden [Arbeit sind auf Veranlassung der Firma Zeiss an weiteren 13 Gläsern der Jenaer Glashütte und an der Schmelze des amorphen Quarzes diese Messungen ausgeführt.

---

1) Rubens. Wied. Ann. 45, p. 238 u. 46, p. 540.

2) Simon. Über Dispersion ultravioletter Strahlen. Inaug.-Diss. Berlin 1894.

An dieser Stelle sei es mir gestattet, den Firmen C. Zeiss und Schott & Genossen meinen aufrichtigen Dank auszusprechen für die bereitwillige Überlassung des Prismenmateriales und das grosse Entgegenkommen, welches mir bei allen auf meine Arbeit bezüglichen Wünsche erzeigt wurde.

Die Messungen erstrecken sich von $H_\alpha (C) = 656{,}3\ \mu\mu$ durch das ganze sichtbare Spektrum bis an die für die einzelnen Gläser im Ultraviolett eintretende Grenze der Absorption.

Den Untersuchungen sind die Erfahrungen von Simon zu Grunde gelegt.

Zur Übersicht der Darstellung gebe ich folgende Disposition:

§ 1. Methode.
- 1. Messung des sichtbaren und ultravioletten Spektrums.
- 2. Vorzüge der Methode.
- 3. Photographie.
- 4. Spektrallinien.

§ 2. Apparat.
- 1. Abbesches Spektrometer.
- 2. Kollimator.
  - a) Spaltkopf.
  - b) Objektiv.
  - c) Kondensor.
  - d) Mikrometer Einstellung mit Teilung.
- 3. Photographischer Apparat.
  - a) Apparat mit Objektiv und Einstellung.
  - b) Kassette.
  - c) Marke vor der Fluorescenzscheibe und photographischen Platte.
  - d) Photographische Platte.
  - e) Entwickler.
- 4. Lichtquelle.

§ 3. Gang des Versuches.
- 1. Messung des Prismenwinkels.
- 2. Messung des sichtbaren Spektrums
  - a) durch Autokollimation,
  - b) durch senkrechte Incidenz.

§ 1. Die Methode.

Messung des sichtbaren und ultravioletten Spektrums.

Die Messungen wurden auf Grund folgender Methode ausgeführt. Das sichtbare Spektrum wurde nach der Abbeschen Methode des in sich zurückkehrenden Strahles gemessen, und zwar die einzelnen Spektrallinien durch Differenzenmessung. Der ultraviolette Teil des Spektrums wurde mit Hilfe des Kollimators nach der Methode der senkrechten Incidenz photographiert. Die Entfernung der Spektrallinien wurde auf der Platte mit dem Komparator gemessen und in die entsprechenden Bögen umgerechnet durch die einfache Beziehung

$$tg\,a = \frac{a}{l},$$

wo a die Entfernung der Spektrallinie vom Fusspunkte des senkrecht auf die Platte einfallenden Strahles und l die Brennweite der Fernrohrlinse ist. Dann entsprechen die umgerechneten Bögen den direkt gemessenen vollständig und können durch Differenzenvergleichung an die Linien des sichtbaren Spektrums angeschlossen werden.

Beide Methoden stimmen völlig mit einander überein. Nur ist bei dem in sich zurückkehrenden Strahle der Kollimator gewissermassen mit in das Fernrohr hineingelegt. Bei der Methode der senkrechten Incidenz fällt der Strahl durch den Kollimator senkrecht auf die Rückseite des Prismas auf und erleidet an der Austrittsfläche eine Brechung. Bei der Methode des in sich zurückkehrenden Strahles lässt man die Strahlen so eintreten, dass sie nach dem Durchgang durch das Prisma senkrecht auf die Rückfläche auffallen und von dort reflektiert werden. Dann fallen sie mit den eintretenden Strahlen der Richtung und Lage nach zusammen. Der nicht reflektierte Teil der Strahlen, der auf der Rückfläche normal austritt, kann auch zur Messung der Ablenkung benutzt

werden. Diese Methode rührt von Meyerstein her; sie hat aber gegenüber der Methode des in sich zurückkehrenden Strahles kein praktisches Interesse. Beide Methoden, die der senkrechten Incidenz und die von Abbe, sind bis auf die Lage des Kollimators identisch. Sie gestatten den Brechungsexponenten n sehr einfach zu berechnen durch

$$n = \frac{\sin i}{\sin \varphi},$$

wo φ der brechende Winkel ist und i der Winkel, den der austretende Strahl mit der Normalen der Austrittsfläche bildet.

Vorzüge der Methode.

Der Vorzug dieser Methode ist ein vielfacher. Sie steht in naher Beziehung zu der Fraunhoferschen Methode des Minimum der Ablenkung, indem man bei sonst gleichem Strahlengange das Prisma durch eine den Prismenwinkel halbierende Ebene zerlegt denkt. Dementsprechend gewährt sie die Vorzüge der Methode der minimalen Ablenkung, Genauigkeit der Messung und Einfachheit der Rechnung. Überlegen ist sie derselben durch die Einfachheit und Sicherheit der Einstellungen. Der wichtigste Vorzug aber ist der, dass diese Methode gestattet, durch die sehr genau ausführbaren Differenzmessungen die Dispersion für das ganze Spektrum zu ermitteln.

Photographie.

Für die Messungen des ultravioletten Strahlengebietes wurde, wie gesagt, die Photographie benutzt. Die Überlegenheit der photographischen Methode ist durch die moderne Spektralforschung in einer so evidenten Weise erwiesen, dass ihre Wahl keiner weiteren Begründung bedarf. Dennoch habe ich versucht, auch die Fluorescenzmethode zu verwerten, da bei Gläsern mit früher Absorptionsgrenze nur wenig Linien

zur Bestimmung der Dispersion nötig sind, die durch Fluorescenz relativ einfacher zu bestimmen wären. Für Quarz habe ich auf diesem Wege immerhin befriedigende Werte erhalten. Bei recht guter Beleuchtung war das ganze Spektrum bis $Al_{32} = 186,1\ \mu\mu$ wohl messbar. Trotzdem lässt sich für Gläser die Fluorescenzmethode nicht verwenden. Bei keinem der von mir untersuchten Gläser habe ich auf der Fluorescenzscheibe ultraviolette Linien zu sehen bekommen, auch wenn ich das sichtbare Spektrum ganz aus dem Gesichtsfelde herausdrehte, um die Blendung durch dasselbe zu vermeiden. Die Gläser geraten infolge ihrer relativ frühen Absorptionsgrenze selbst stark in Fluorescenz, so dass das ganze Gesichtsfeld des Fernrohrs von Fluorescenzlicht ziemlich hell erleuchtet ist. Besonders stark war die Eigenfluorescenz der Gläser vom Typus *O* 203, *O* 463 und *O* 722. Dieselben erschienen im Ultraviolett milchig-blau getrübt. Wegen der Eigenfluorescenz der Gläser ist bei ihnen die Verwendung der Fluorescenzmethode ausgeschlossen.

Spektrallinien.

Zur Bestimmung der Dispersion habe ich in erster Linie die von Mascart nummerierten Kadmiumlinien benutzt, da dieselben zur Orientierung recht günstig und daher vielfach in die Litteratur übergegangen sind. Zur Ergänzung werden zuweilen Zink- und Aluminiumlinien hinzugezogen. Im sichtbaren Spektrum wurden regelmässig die *C*- und *D*-Linie gemessen. Die Wellenlänge-Angaben habe ich, da ausschliesslich Funkenspektra zur Verwendung kamen, Eder und Valenta[1,4]) und bei Zink und Aluminium Exner und Haschek[2]) entnommen, die *D*-Linie und Wasserstofflinien Kayser und Runge[3]).

---

[1]) Eder und Valenta. Über das Spektrum des Kalinm, Natrium und Kadmium. Wien 1894.

[2]) Exner. und Haschek. Über die ultravioletten Funkenspektra der Elemente. Wien 1897.

[3]) Kayser und Runge. Über die Spektra der Elemente. Berlin 1890 u. f.

[4]) Eder und Valenta. Normalspektren im äussersten Ultraviolett. Wien 1899.

§ 2. Beschreibung des Apparates.

Abbesches Spektrometer.

Die Messungen wurden mit einem Abbeschen Spektrometer aus der Werkstätte von C. Zeiss ausgeführt, das in folgender Weise eigens für diese Messungen abgeändert war[1]):

Kollimator.

Der Verschlusskopf des Kollimators ist durch einen Spaltkopf ersetzt, der ausser der gewöhnlichen Vorrichtung zur Erweiterung oder Verengung eine Verlängerung und Verkürzung symmetrisch zur Mitte des Spaltes gestattet, so dass die Höhe des Spaltbildes beliebig verändert werden kann. Zudem ist eine Vorrichtung angebracht, die ermöglicht, das Kollimatorrohr selbst als Fernrohr zu verwenden. Durch einen Hebelarm vor dem Spalt lässt sich ein kleiner Spiegel vorschlagen, der den Spalt genau bis zur Mitte verdeckt und zur Autokollimation dient. Nachdem eine Lupe an den Verschlusskopf geschraubt ist, beobachtet man nach der Methode des in sich zurückkehrenden Strahles und kann so alle Justierungen und Einstellungen mit dem Kollimatorrohr selbst vornehmen. Wird der Kollimator zu seinem ursprünglichen Zwecke verwendet, so entfernt man die Lupe und schlägt den Spiegel zurück.

Das Objektiv des Kollimator ist durch das Quarz-Flussspat-System ersetzt, das in der Werkstätte von Zeiss für die gleichen Messungen von Simon berechnet und angefertigt war. Die Beschreibung der Objektive giebt Simon in seiner Arbeit[2]). Herr Simon besass die Freundlichkeit, die Objektive für diese Messungen zu leihen; ich spreche ihm hierfür aufrichtigen Dank aus.

Nach einer Reihe von Versuchen erwies es sich als notwendig, den Kollimator noch mit einem Kondensor zu versehen, damit die Regulierung der Beleuchtung erleichtert und

---

[1]) Diese Änderung ist nach den Angaben und unter Leitung von Herrn Dr. Pulfrich ausgeführt worden.

[2]) Simon. Über Dispersion ultravioletter Strahlen. Inaug.-Diss. Berlin 1894. p. 16 u. 17.

die Höhe des Spaltes stets ganz mit Licht ausgefüllt werden konnte. Auch war zu befürchten, dass der Spalt auf die Dauer unter der Nähe des elektrischen Funkens leiden würde, da stets von den Elektroden kleine Teilchen abgeschleudert wurden, die in der Entfernung des Spaltes noch gut wahrnehmbar waren. So wurde eine plankonvexe Quarzlinse mit einer Brennweite von 2,5 cm in einem Rohr so vor den Spalt des Kollimators angeschraubt, dass durch eine zwei- bis dreimalige Vergrösserung des Funkens der Spalt ganz ausgefüllt werden konnte.

Die Einstellung des Spaltes geschieht durch eine mit Millimeter-Teilung versehene Mikrometerschraube.

Photographischer Apparat.

An Stelle des Fernrohres wird nach Vollendung der Einstellung der photographische Apparat gebracht. Der Apparat besteht aus einem Messingrohre, das genau wie das Fernrohr in dem gabelförmigen Träger des Spektrometers befestigt wird. Die Einstellung des Quarz-Flussspat-Systemes geschieht durch eine gleiche Vorrichtung, wie die des Spaltes beim Kollimator.

Die Kassette läuft in einer metallischen Führung durch Mikrometerbetrieb. Sie ist ebenfalls ganz aus Metall. Über dem eigentlichen Lager der Platte befindet sich eine Scheibe aus Uranglas, welche der Grösse der hinteren Rohröffnung (4,2 × 1,0 cm) entspricht. Die Fluorescenzscheibe ist in ihrer Länge in zwei Teile geteilt, von denen der obere glatt geschliffen, der untere matt geätzt ist. Es zeigte sich, dass die Verwendung einer Mattscheibe nicht zweckdienlich ist. Das Spektrum ist nur auf dem geschliffenen Teile der Scheibe messbar, auf dem matten Teile sind die Linien diffus verbreitert. Die erst verhältnismässig starke Fluorescenzscheibe wurde bis auf wenige Millimeter abgeschliffen, da sich die durch Fluorescenz sichtbar werdenden ultravioletten Linien infolge der Dicke der Scheibe keilförmig verbreiterten. Auf ihrer Vorderseite ist die geschliffene Scheibe von 5 mm zu 5 mm mit einer Teilung versehen. Vor der Scheibe befindet

sich an einem doppelt beweglichen Arme eine Lupe, mit deren Hilfe das Spektrum sehr gut auf Lage und Einstellung geprüft werden kann.

Das Kassettenlager ist für die Plattengrösse 4,2 × 4,2 cm eingerichtet. Die Platte wird wie gewöhnlich von hinten in die Kassette gelegt und durch eine federnde Rückwand gegen den vorderen Rahmen gedrückt.

An der Kassette längs der Lage der Platte befindet sich eine Millimeterteilung und entsprechend an der Führung der Kassette in der Höhe der rechteckigen Öffnung der Camera eine Marke, so dass die jeweilige Lage der Platte vor der Camera-Öffnung genau abzulesen ist. Die Teilung ist sehr nützlich. Mit ihrer Hilfe kann man die Zahl der Aufnahmen auf einer Platte beliebig variieren. So habe ich je nach der Höhe der Spaltöffnung am Kollimator 7 bis 18 Aufnahmen in gleichen Abständen auf die Platte bringen können.

Um einen Mittelstrahl in der Ebene der empfindlichen Schicht und der Fluorescenzscheibe auszuzeichnen, war dicht vor der Lage der Platte und der Scheibe ein dünner Platinfaden ausgespannt, so dass die Lage einer Spektrallinie auf der Scheibe gegen den Faden leicht zu orientieren war, was für die Photographie in gleicher Weise giltig blieb. Leider wurde der Faden bald durch eine zu kleine Platte gesprengt. Von einer Erneuerung wurde aus später zu erläuternden Gründen abgesehen.

Als Platten wurden zunächst Schleusner-Platten verwendet, welche sich wegen ihrer sauberen Ausführung sehr empfehlen. Dieselben sind auf dünnem Spiegelglas hergestellt und in der Regel recht gut beschnitten. Für die Messungen habe ich die Berolina-Kupferdruckplatte 4[1]) benutzt. Dieselbe soll nach den Erfahrungen und Angaben von Herrn Schumann in Leipzig hergestellt sein. Äusserlich kann dieselbe nicht mit der Schleusner-Platte konkurrieren. Aber für den Zweck der Photographie des Ultravioletten ist sie sehr empfehlenswert. Schon nach einer Belichtung von 5 Minuten giebt sie die

---

[1]) Von der Firma J. Gebhard, Berlin NW., Schumannstrasse 14.

Aluminiumlinie 32 = 186,1 $\mu\mu$ recht deutlich wieder. Allerdings nimmt die Intensität der Linien auch bei einer Belichtung von 30 Minuten kaum merklich zu. Leider kommen diese Vorzüge für die Dispersionsbestimmung von Gläsern nicht in Betracht, da nur wenige Licht unter 300 $\mu\mu$ durchlassen.

Die Entwicklung der Platten geschah durchgehend mit Rodinal. Zum Fixieren wurde unterschwefligsaures Natron benutzt.

Als Lichtquelle wurde das Funkenspektrum benutzt. Zur Erzeugung des Funkenlichtes wurde ein Induktorium nach Ruhmkorff verwendet, dessen Primärspule mit einer Akkumulatorenbatterie von 12 Volt beschickt wurde. In den sekundären Stromkreis war ein Kondensator von etwa 500 cm^2 äusserem Belag eingeschaltet. Der Einfluss von grösseren oder kleineren Kondensatoren ist nicht erheblich verschieden. Als Elektroden benutzte ich Kadmium allein oder mit Zink oder Aluminium kombiniert. Auf die Reinheit des Elektrodenmaterials brauchte kein besonderer Wert gelegt werden, da nur Hauptlinien zur Messung kommen sollten. Als Elektroden eignen sich Drähte von 1,5 mm Durchmesser, die oben zu einer Schneide angefeilt werden, um das Herumtanzen des Funkens zu verhindern.

§ 3. Gang des Versuches.

Messung des Prismenwinkels.

Der Gang des Versuches war immer der folgende: Nach der gewöhnlichen Justierung von Fernrohr und Prisma wurde der Prismenwinkel bestimmt. Durch Repetitionsmessungen wurden Ablesungsfehler und etwaige Ungenauigkeiten der Teilung möglichst eliminiert, so dass die Abweichungen auf jeden Fall 10 Sekunden nicht überschreiten.

Messung des sichtbaren Spektrums.

Hierauf wurden ebenfalls durch Autokollimation die Linien des sichtbaren Spektrums gemessen. Durch häufige Wiederholung der Messungen ist der Wert der Ablenkung

der einzelnen Linien bis auf die Ablesungsgenauigkeit sicher gestellt. Die Messungen wurden stets an verschiedenen Stellen des Teilkreises wiederholt. Gemessen wurden stets die Kadmiumlinien 1—7, die *D*-Linie und die Wasserstofflinie *C*. Das lästige dreimalige Auswechseln der Beleuchtungsvorrichtung vermied ich später, indem ich die Kadmiumelektroden mit ein wenig Natriumsalzlösung befeuchtete. Hierbei leuchtete stets nicht nur die *D*-Linie, sondern auch die *C*-Linie hell auf. Die Identifizierung der mit der Wasserstoffröhre gemessenen *C*-Linie bestätigte mir dies. Da meine Messungen der Wasserstofflinien mit denen von Herrn Dr. Riedel genügend übereinstimmten, so adoptierte ich für die Dispersionstabellen seine Werte und verzichtete auf eine nochmalige Messung der Wasserstofflinien *F* und *G*. Ein Versuch, die Wasserstofflinien zu erzeugen, indem durch den Kippschen Apparat ein Wasserstoffstrom zwischen die Elektroden geführt wurde, scheiterte, da der Wasserstoff sich entzündete und die Elektroden abschmolz.

Zuweilen habe ich die Messungen auch mit dem Kollimator nach der Methode der senkrechten Incidenz vorgenommen. Wie zu erwarten, war die Übereinstimmung der Differenzen zwischen den Spektrallinien sehr genau. Wurde gleichzeitig ein Spektrum durch Autokollimation erzeugt, so musste natürlich das durch Autokollimation erzeugte Spektrum wegen der doppelten Weglänge des Strahles doppelt so lang sein, als das durch senkrechte Incidenz erzeugte. Trotzdem hätten die entsprechenden Spektrallinien gleichzeitig mit dem Faden im Fernrohre zur Deckung kommen müssen. Es ergab sich, dass die entsprechenden Linien der Spektra gegen einander verschoben waren. Die Einstellung des Kollimators auf senkrechte Incidenz war vermöge der Autokollimationsvorrichtung desselben völlig sicher, da das reflektierte Spaltbild senkrecht unter dem spiegelnden Spalt liegt. Beim Fernrohr aber zeigte sich, dass für ganz engen Spalt der Faden und Spalt einen Winkel von 28′ 55″ bildeten. Für breiteren Spalt nimmt der Winkel ab. Dementsprechend waren entsprechende Linien um den halben Winkel von Faden

und Spalt gegen einander verschoben Bei der im Fernrohr zur Messung der Spektrallinien benutzten Spaltweite betrug die Verschiebung 13′ 58″.

Einführung des Kollimators.

Nach Beendigung der subjektiven Messung der Spektrallinien wurde die Justierung noch einmal geprüft und der Kollimator auf senkrechte Incidenz eingestellt. Die Einstellungsgenauigkeit war, wie erwähnt, sehr gross. Der Einfluss kleiner Abweichungen von der senkrechten Stellung war sehr gering, Bei Abweichungen bis zu einer Minute nach beiden Seiten habe ich auf den Photographieen keine messbaren Veränderungen gefunden. Jedenfalls bleiben die Abweichungen innerhalb der Ablesungssicherheit.

Einführung des photographischen Apparates und die Aufnahme.

Nach Justierung des Kollimators wurde das Fernrohr beseitigt und an seine Stelle der photographische Apparat justiert. Um möglichst auch die Teile des sichtbaren Spektrums scharf zu bekommen, habe ich mit entsprechender Verschiebung des Kollimatorspaltes succesive von Cd_5 bis an die letzten violetten Linien scharfe Einstellungen erzielt.

Mängel am Apparat.

Leider war das Rohr des photographischen Apparates nicht lang genug, um die volle Brennweite zu benutzen. Simon hat den Wert für das Objektiv zu 246,1 mm[1]) ermittelt. Der Apparat gestattet nur einen Auszug bis auf 244 mm. Bei diesem Auszug ist es mir nicht gelungen, das ganze Spektrum für den korrigierten Teil 360 bis 180 $\mu\mu$ scharf einzustellen. Die beste Scharfeinstellung habe ich für den Auszug 235,6 mm bekommen. Dieser Wert ist nicht nur durch $l = \frac{a}{tg\,\alpha}$ (siehe unten) gefunden, sondern auch durch

---

[1]) Simon. Inaug.-Diss. p. 29.

direkte Ausmessung des Apparates. Da von den untersuchten Gläsern fast keines unter 300 $\mu\mu$ durchlässig ist, kommt für dieselben der Korrektionsbereich 360—180 $\mu\mu$, den das Quarz-Flussspat-System hat, nur zum kleinen Teil in Betracht. Für amorphen und krystallinischen Quarz habe ich drei Gruppen von Aufnahmen gemacht, indem ich den Spalt des Kollimators von Gruppe zu Gruppe von 1,5—2 mm verschob. Eine Änderung in der Entfernung der Linien habe ich nicht finden können. Hierdurch erhielt ich für den Bereich des ganzen Spektrums genügend scharfe Bilder. Die auf diese Weise von mir beim krystallinischen Quarze gemessenen Werte stimmen mit denen von Simon und Sarasin sehr gut überein[1]), so dass ich kein Bedenken trug, den Apparat in der vorliegenden Form zu benutzen.

Einfluss der Lichtquelle.

Der Einfluss der Lichtquelle auf das Gelingen der Aufnahme ist sehr gross. Eine kleine Verschiebung nach rechts oder links ruft auf der entsprechenden Seite der Linien Lichthöfe oder Lichtschatten hervor, die bei der Ausmessung störend wirken können. Auch scheint die richtige Stellung der Lichtquelle wichtig für die Belichtungsdauer zu sein. Beim Quarz war bei einer Belichtung von einer Sekunde das Maximum der Intensität bei den Linien $Cd_{17} = 274{,}87$ $\mu\mu$ und $Cd_{18} = 257{,}31$ $\mu\mu$, bei den Gläsern dagegen in der Regel bei $Cd_9 = 361{,}19$ $\mu\mu$ und $Cd_{10} = 346{,}72$ $\mu\mu$. Zu einer gut messbaren Aufnahme genügten 20 Sekunden Belichtung. Um zugleich ein Bild von der Wirksamkeit der Strahlen zu bekommen, variierte ich die Belichtungsdauer in folgenden 7 Intervallen: 1; 4; 10; 30 Sec. 1; 5; 30 Min. Auf diese Weise erhielt ich eine gute Charakteristik der wirksamsten Strahlen bis zur Absorptionsgrenze. Bei Vermehrung der Belichtungsdauer nehmen die übrigen Linien rasch an Intensität zu. Bei einer Belichtungsdauer von 5 Minuten war das Spektrum ein schwarzes Band. Nach dem sichtbaren Teile des Spektrums

---

[1]) Siehe Tabelle meiner Brechungsexponenten p. 30.

kamen allmählich die Linien Cd_4, Cd_3 und Cd_2 hinzu. Diese Grenze wurde auch bei einer Belichtung von 30 Minuten nicht überschritten. Im Ultravioletten wuchs die Anzahl der Linien bis zur Belichtungsdauer von 5 Minuten nur sehr langsam an. Nach $Cd_{11} = 340{,}37\ \mu\mu$ fand ein ungemein rascher Abfall statt. Bei einer Vermehrung der Belichtung auf 30 Minuten trat keine neue Linie hinzu; nur wurden die bei 5 Minuten gewonnenen intensiver.

Die Ausmessung der auf diese Weise gewonnenen letzten Linien wurden sehr erschwert, weil inzwischen das übrige Spektrum gleichmässig schwarz wurde. Gegen diese Schwärzung, die sich vom sichtbaren Spektrum aus vorschiebt, versuchte ich ein Strahlenfilter einzuschalten. Dünne Silberspiegel absorbieren das sichtbare Spektrum bis zum Beginn des Ultraviolett. Die ultravioletten Linien gehen frei hindurch[1]) Dementsprechend wurden Quarzplatten mit Silberspiegeln von verschiedener Stärke übersilbert und als Strahlenfilter eingeschaltet. Für Gläser scheint diese Massnahme sehr brauchbar, da bei dickeren Silberschichten (durchscheinend für Bogenlicht) nur Strahlen des Bereiches 380—310 $\mu\mu$ etwa durchgehen. Auffallend war, dass bei Quarzprismen Strahlen nicht über diese Grenze hinaus durchgingen, wie man hätte erwarten können. Wahrscheinlich war die Silberschicht nicht frei von Verunreinigungen. Denn die Silberspiegel wurden nach einiger Zeit gelblich und immer weniger durchlässig. Die mit frischen Silberspiegeln gewonnenen Aufnahmen geben Bilder mit klaren, sauberen Linien. Ich habe diese Versuche erst beim Abschluss meiner Messungen begonnen und daher nicht weiter für die vorliegende Arbeit verwendet.

Ausmessen der Platten.

Bei jedem Prisma habe ich wenigstens 15 Aufnahmen gemacht, die soweit wie möglich alle zur Messung verwendet wurden. Die Ausmessung der Platten geschah auf einem

---

[1]) Eder und Valenta. Absorptionsspektra der farblosen und gefärbten Gläser. Wien 1894.

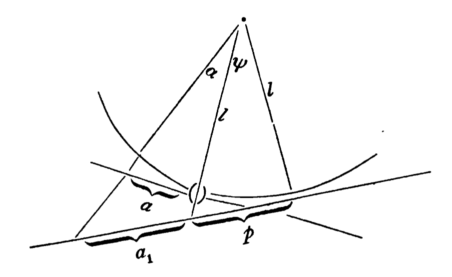
Komparator aus der Werkstätte von C. Zeiss. Die Einstellungsgenauigkeit beträgt 0,001 mm. Diese Genauigkeit kommt für die Ausmessung der Linien nicht zur Verwendung. Die Einstellung der Linien einer Aufnahme zeigt als durchschnittliche Abweichung 0,005 mm. Bei einer Gruppe von Aufnahmen beträgt der Fehler im Mittel 0,01 mm, kann aber bei unscharfen Linien als Maximalwert 0,02 mm erreichen, was einer Einstellungsgenauigkeit von etwa 15 Sekunden entspricht. Jedoch wird der Einfluss einer so grossen Abweichung durch eine genügende Vermehrung der Messungen eliminiert.

§ 4. Umrechnung der auf der Platte gemessenen Abstände in Bögen.

Die Umrechnung der auf der Platte gemessenen Abstände der Spektrallinien in Bögen geschieht durch die Beziehung:

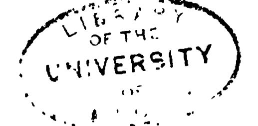
$$tg\,\alpha = \frac{a}{l},$$

wo l die Brennweite des Objektivs, a die Entfernung der Spektrallinie vom Fusspunkt des Berührungsradius und α der Winkel ist, um den die Spektrallinie gedreht werden muss, damit sie mit dem Fusspunkt von l zusammenfalle.



1. Berechnung von l mit 0-Marke und einer Aufnahme.

Ist der 0-Punkt bekannt, in dem die Axe des Objektivsystems senkrecht auf der Platte steht, so ist die Bestimmung von l sehr einfach. Man bestimmt den Ablenkungswinkel zweier Spektrallinien des sichtbaren Spektrums und bringt die



eine von ihnen in die Nullmarke, so dass die Differenz ihrer Ablenkungswinkel gleich *a* wird. Photographiert man in dieser Stellung, so ist der Abstand der beiden Spektrallinien auf der Platte gleich *a*, und *l* ist somit zu berechnen. Die zur Einstellung des Ultraviolett nötige Verschiebung des Objektives wird an der Mikrometer-Vorrichtung des Apparates abgelesen und zu *l* hinzugefügt.

2. Berechnung von *l* mit o-Marke und zwei Aufnahmen.

Ebenso kann man *l* bestimmen, wenn die Ablenkungswinkel der Spektrallinien nicht bekannt sind oder dieselben nur in die Nähe der o-Marke gebracht werden können, indem man zwei gegen die o-Marke um einen kleinen Winkel ψ gedrehte Aufnahmen herstellt. Dann lässt sich *l* annähernd berechnen durch den Winkel ψ, um den die beiden Aufnahmen gegeneinander gedreht sind, und durch die Summe der Entfernung derselben Spektrallinie von der o-Marke bei beiden Aufnahmen.

3. Berechnung von *l* ohne o-Marke.

Bei dieser Bestimmung ist die o-Marke nur ein Übergangsglied zwischen den beiden Aufnahmen, ohne in die Rechnung mit einzugreifen. Daher kann man, zumal die optische Axe des Systems, welche die o-Marke auszeichnet, nur eine Abstraktion ist, die o-Marke ganz entbehren. Man photographiert auf derselben Platte zwei durch Drehung um einen kleinen Winkel ψ gegeneinander verschobene Spektra. Der Abstand derselben Spektrallinie in den beiden Aufnahmen und ψ gestatten *l* zu berechnen.

Dass man in der That von einer o-Marke in erster Annäherung unabhängig ist, zeigt eine einfache Überlegung. Mögen die beiden Aufnahmen gegeneinander um den Winkel ψ (siehe Fig. 1) gedreht sein, so erscheint die Entfernung *a* zweier Spektrallinien, von denen die eine mit der o-Marke zur Deckung gebracht ist, auf der zweiten Aufnahme in a_1 abgebildet.

Dann besteht zwischen a und a_1 folgende Beziehung:

$$a = l\, tg\, \alpha$$

$$p = l\, tg\, \psi$$

$$\begin{aligned} a_1 &= l\, tg\, (\psi + \alpha) - p \\ &= l \left(\frac{tg\, \psi + tg\, \alpha}{1 - tg\, \alpha\; tg\, \psi} - tg\, \psi \right) \\ &= l\, tg\, \alpha \; \frac{1 + tg^2\, \psi}{1 - tg\, \alpha \cdot tg\, \psi} \\ &= l\, tg\, \alpha \; \frac{\cos \alpha}{\cos (\alpha + \psi) \cos \psi} \end{aligned}$$

$$a_1 = a \; \frac{\cos \alpha}{\cos (\alpha + \psi) \cos \psi} \tag{1}$$

oder für $\lim \psi = 0 \quad a_1 = a.$ Diese Beziehung gilt in erster Annäherung für kleine ψ.

Geometrisch wird dies Verhältnis noch anschaulicher. Vermöge

$$tg\, \psi = \frac{p}{l}$$

$$tg\, \alpha = \frac{a}{l}$$

geht (1) über in

$$a_1 = a \cdot \frac{1 + \frac{p^2}{l^2}}{1 - \frac{a \cdot p}{l^2}} \tag{2}$$

l ist gegenüber p gross ($l = 235{,}6$ mm $p < 1{,}0$ mm), so dass für kleines p und kleines a in erster Annäherung gilt:

$$a = a_1.$$

Für wechselndes a, d. h. für Spektrallinien, die weit von der eigentlichen o-Marke liegen, tritt eine Vergrösserung von a_1 ein, wenn dieselben nicht von der o-Marke aus gemessen werden. Die zweite Form bringt die Beziehung klarer zum Ausdruck. Da $a = a_1$ für kleine Winkel, so kann also direkt ohne o-Marke l berechnet werden. Auch die Berechnung von a bleibt ungeändert.

Der Wert von *l*.

Das Ergebnis der Messung von *l* ist mit Hilfe einer Ausgangsmarke $l = 234{,}9$.

Die Genauigkeit des Wertes hängt in hohem Grade von der Grösse von *a* ab. Ein Fehler von 10 Sekunden bei kleinem *a* fällt sehr schwer ins Gewicht. *a* ist mit dem Komparator sehr genau gemessen.

Für die Photographien von den Gläsern habe ich die Objektivstellung durchgehend um 0,5 mm vergrössert, dementsprechend die ohne o-Marke gemessenen Werte von *l*. Es zeigte sich, dass selbst bei grösserem *α* die Formel noch für den Genauigkeitsbereich der Messungen ausreicht.

Im folgenden gebe ich eine Tabelle der Werte für *l* bei verschiedenem *a* und *α*:

μ +	μ —	*z*	*a*	*α*	*l*	+	—	*z*	*a*	*α*	*l*
5	4	6	0,341	5'	234,5	6	7	10	6,177	1° 30'	235,9
4	2	7	1,780	26'	235,9	8	8	14	6,176	1° 30'	235,8
3	5	6	0,683	10'	234,8	28	23	52	8,217	2°	235,5
4	4	6	1,326	19' 20"	235,9	8	8	9	8,224	2°	235,3
2	6	6	1,338	19' 30"	236,0	12	4	9	8,245	2° 0' 30"	235,1
4	4	6	2,426	35' 12"	236,6	18	11	20	8,273	2° 0' 50"	235,3
3	5	10	2,750	40'	236,3	10	11	10	9,557	2° 19' 50"	234,8
2	2	12	3,585	52' 25"	235,7	11	16	20	10,330	2° 31'	235,6
4	6	9	3,585	52' 28"	234,9	14	13	54	12,360	3°	235,8
8	7	9	4,109	1°	235,6	14	19	62	12,352	3°	235,7
3	4	9	4,112	1°	235,4	21	9	30	12,441	3° 1' 10"	235,9
5	11	12	4,123	1°	236,2	28	15	52	12,401	3° 1'	235,4
10	9	12	5,482	1° 20'	235,5	28	15	198	24,753	6°	235,5

Mittel von 564 Messungen:
$l = 235{,}6$ mm; $+\,1{,}0$ mm; $-\,1{,}1$ mm; *z* Anzahl der Messungen;
$\pm\,\mu$ grösste Abweichung vom Mittel in Tausendstel Millimeter.

Die Kolumne $\pm\,\mu$ giebt die Abweichung des grössten und kleinsten Wertes vom Mittel der auf dem Komparator gemessenen Entfernung *a* der entsprechenden Spektrallinien. Die Kolumne *z* giebt die Anzahl der zur Messung verwerteten Linienpaare. Als ich die Übereinstimmung fand, habe ich

zugleich zur gegenseitigen Kontrolle bei der Bestimmung der a die Messungen der l häufig mit durchgeführt, wodurch die hohe Anzahl der Messungen (z) erreicht wurde.

Die Winkel α wurden vor und nach der Aufnahme abgelesen. Der Wert bei der Drehung $\alpha = 5'$ zeigt die Unsicherheit der Messung bei kleinem Winkel α.

Die Werte stimmen unter einander recht gut. Die grössten Abweichungen vom Mittel sind $\pm$ 1 mm. Der Wert $l = 235,6$ mm kann als sicher gelten. Kleine Ungenauigkeiten von l würden bei der Umrechnung der Linien kaum ins Gewicht fallen, vermöge $tg\,\alpha = \frac{a}{l}$. a erreicht für die Gläser im Durchschnitt nicht 10 mm, während $l = 235,6$ mm beträgt.

Tabelle der a_1 bei verschiedenem ψ.

ψ =	3°	2° 30'	2°	0°	−3°
Cd_5	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
Cd_6	0,275	0,275	0,286	0,277	0,280
Cd_7	0,960	0,959	0,964	0,962	0,959
Cd_8	2,383	2,382	2,388	2,387	2,385
Cd_9	4,226	4,223	4,229	4,223	4,226
	4,673	4,665	4,671	4,666	4,667
Cd_{10}	5,117	5,108	5,115	5,107	5,110
Cd_{11}	5,544	5,542	5,544	5,539	5,536
	6,648	6,637	6,632	6,628	6,623
Cd_{12}	6,734	6,718	6,723	6,715	6,710

Tabelle der entsprechenden Abweichung.

Cd_5	0	0	0	0	0
Cd_6	− 2	− 2	+ 9	0	+ 3
Cd_7	− 2	− 3	+ 2	0	− 3
Cd_8	− 4	− 5	+ 1	0	− 2
Cd_9	+ 3	0	+ 6	0	+ 3
	+ 7	− 1	+ 5	0	+ 1
Cd_{10}	+ 10	+ 1	+ 8	0	+ 3
Cd_{11}	+ 5	+ 3	+ 5	0	− 3
	+ 20	+ 9	+ 4	0	− 5
Cd_{12}	+ 19	+ 3	+ 8	0	− 5
Mittlere Abweich.	+ 5,6 μ	+ 0,5 μ	+ 4,8 μ	0,0 μ	− 0,8 μ

Auch die Verbreiterung, die der Abstand der Spektrallinien bei grösseren Verschiebungen gegen die o-Marke erfährt, kommt für die benutzten Grössenverhältnisse nicht in Betracht. Vorstehend gebe ich eine Tabelle der mittleren Entfernung der Spektrallinien bei Drehung um grössere Winkel. Als o-Marke ist Cd_5 benutzt. Die Werte sind die Mittel der Versuchsreihen bei der Schmelze 2371.

Die Abweichungen bei der Verschiebung um bestimmte grössere Winkel bleiben innerhalb der Fehlergrenze, wenngleich Abweichungen von 20 μ als Maximalabweichungen zu bezeichnen sind. Für die eigentlichen Messungen sind daher die Spektra möglichst so photographiert worden, dass die als Ausgangslinie benutzte Linie Cd_5 nahezu in der Mitte der Platte lag.

§ 5. Anschluss der objektiv gemessenen Linien an die subjektiv gemessenen Linien.

Der Anschluss der objektiv gemessenen Linien an die subjektiv gemessenen geschieht durch Differenzenvergleichung. Die folgende Tabelle giebt eine Übersicht der Abweichungen für die einzelnen Intervalle $Cd_3 - Cd_2$, $Cd_4 - Cd_3$, $Cd_4^* - Cd_4$, $Cd_5 - Cd_4^*$, $Cd_6 - Cd_5$, $Cd_7 - Cd_6$, $H\gamma - Cd_7$, $Cd_7 - Cd_2$ und $Cd_6 - Cd_4$. Den drei ersten Intervallen kann ich nur halbes Gewicht erteilen, da die Linien 2, 3 und 4 subjektiv zwar recht gut, aber auf der Platte sehr schwer, oft nur schätzungsweise zu messen waren. Ich habe daher die objektiv gemessenen Werte dieser Intervalle unberücksichtigt gelassen. Umgekehrt ist das Gewicht der objektiv gemessenen Linien 6 und 7 höher zu veranschlagen, als das des subjektiv gemessenen Wertes, da die Einstellung der violetten Linien mir stets Mühe machte, während ihre Ausmessung auf der Platte keine Schwierigkeit bereitete. Trotzdem liegen die Abweichungen der einzelnen Intervalle innerhalb der Fehlergrenzen.

Tabelle der Abweichung der Differenzen.

No.	Typus	Cd 3—2	Cd 4—3	Cd 4*—4	Cd 5—4*	Cd 6—5	Cd 7—6	Cd Hγ—7	Cd 7—2	Cd 6—4
1.	2748	0″	+ 1″	—	— 1″	+ 4″	— 3″	—	+ 7″	+ 3″
2.	2752	— 3″	+ 3″	—	— 2″	+ 3″	+ 1″	—	+ 2″	+ 1″
3.	2242	—15″	+ 10″	— 4″	0″	+ 1″	+ 5″	—	— 3″	— 3″
4.	2133	—	—	—	— 8″	— 1″	+ 8″	—	— 1″	— 9″
5.	2371	+ 4″	+ 2″	—	+ 3″	+ 1″	+ 10″	—	+ 20″	+ 4″
6.	2634	— 3″	0″	—	— 1″	— 4″	— 3″	—	— 11″	— 5″
7.	2392	+ 4″	+ 10″	—	+ 1″	+ 6″	— 7″	—	+ 14″	+ 7″
8.	2150	—	—	0″	+ 1″	+ 9″	+ 13″	0″	—	+ 10″
9.	2800	— 3″	— 4″	—	+ 3″	+ 5″	+ 1″	—	+ 2″	+ 8″
10.	1828	— 7″	+ 4″	— 3″	— 2″	+ 7″	— 3″	—	— 4″	+ 2″
11.	2546	— 1″	+ 2″	—	0″	— 4″	— 7″	—	— 10″	— 4″
12.	2512	—	+ 1″	—	0″	0″	+ 1″	—	+ 2″	0″
13.	665	—10″	+ 19″	— 2″	+ 4″	+ 4″	+ 2″	—	+ 17″	+ 6″
14.	Quarz-kryst.	—	—	—	— 7″	+ 7″	+ 1″	—	+ 1″	0″
15.	Quarz-amorph.	+ 6″	— 4″	+ 5″	— 4″	+ 12″	+ 1″	—	+ 16″	+ 14″
Mittlere Abweich.		—2″,5	+3″,7	—0″,8	—0″,9	+3″,3	+1″,3	—	+3″,7	+2″,3

§ 6. **Verzeichnis der gemessenen Gläser.**

Zu der im folgenden gegebenen Tabelle der Brechungsexponenten seien hier nach dem Typus der Schmelzen des Jenaer Glas-Kataloges die von mir gemessenen Gläser aufgezählt.

1.	2748 = O 144	Boro-Silicat-Crown.
2.	2752 = O 2388	Fernrohr-Crown.
3.	2242	Fernrohr-Crown.
4.	2133 = O 2122	Schwerst. Baryt-Crown.
5.	2371 = O 227	Barium Silicat-Crown.
6.	2634 = O 203	Gewöhnlich. Silicat-Crown
7.	2392 = O 463	Baryt-Leichtflint.
8.	2150 = O 722	Baryt-Leichtflint.
9.	2800 = O 2001	Fernrohr-Flint.
10.	1828 = O 453	Baryt-Leichtflint.
11.	665 =	Zinkborat[1]). Versuchsschmelze, nicht in den Listen geführt, zeichnet sich durch extreme mechanische, thermische u. elastische Eigenschaft aus.
12.	2546 = O 748	Baryt-Flint.
13.	2512 = O 103	Gewöhnl. Silicat.
14.	Quarz, kryst.	
15.	Quarz, amorph.	(Schmelze von Dr. Herschkewitsch.)

§ 7. Tabelle der gemessenen Brechungsexponenten.

Das experimentelle Resultat der Messungen ist in den folgenden 4 Tabellen zusammengefasst. In der ersten Tabelle sind in vier Kolumnen die Bezeichnung der Linien, der Ablenkungswinkel i, der Brechungsexponent n und die Wellenlänge λ angegeben. In den drei folgenden Tabellen ist der Ablenkungswinkel i nicht weiter angegeben. Dieselben enthalten in den beiden ersten Kolumnen die Bezeichnung der Linien und die entsprechenden Wellenlängen. In den folgenden Kolumnen sind die Brechungsexponenten der Gläser nebeneinander gestellt. Hierdurch wird die Übersichtlichkeit wesentlich erhöht.

Die drei ersten Tabellen enthalten die Brechungsexponenten der Gläser. Die Häufung der Messungen im sichtbaren Teile des Spektrums geschah des Differenzanschlusses wegen.

---

[1]) Hovestadt. Jenaer Glas. Jena 1900, p. 201.

Zur Bestimmung der Absorptionsgrenze sind bei den Gläsern nach Cd_{12} = 328,36 $\mu\mu$ eine grössere Anzahl von schwächeren Linien gemessen worden, deren Identifizierung nicht mit Sicherheit gegeben werden kann. Dieselben sind in den Tabellen durch eine Marke abgesondert.

In der vierten Tabelle sind die Brechungsquotienten des amorphen und krystallinischen Quarzes angegeben. Ausserdem sind in zwei weiteren Kolumnen die entsprechenden Werte von Simon und Sarasin für krystallinischen Quarz zum Vergleich beigefügt. Die beiden letzten Kolumnen enthalten die Abweichungen der Werte von Simon und Sarasin gegen die meinigen in Einheiten der 5. Dezimale.

I.

2748 — Boro-Silicat-Crown *O* 144.

	$\varphi = 34^0\ 52'\ 10''$ *i*	*n*	λ
Hα	59° 36′ 33″	1,50883	656,30 $\mu\mu$
Cd_1	37′ 59″	1,50917	643,93
D	45′ 58″	1,51124	589,03
Cd_2	55′ 19″	1,51362	537,93
Cd_3	59° 56′ 21″	1,51386	533,86
Cd_4	60° 2′ 7″	1,51534	508,61
$F = H\beta$	8′ 13″	1,51690	486,10
Cd_5	9′ 54″	1,51732	480,01
Cd_6	13′ 42″	1,51828	467,84
Cd_7	23′ 0″	1,52066	441,59
$G' = H\gamma$	25′ 48″	1,52136	434,00
Cd_8	60° 42′ 15″	1,52546	398,84
Cd_9	61° 6′ 55″	1,53156	361,19
Cd_{10}	18′ 45″	1,53445	346,71
Cd_{11}	24′ 28″	1,53586	340,37
Cd_{12}	40′ 47″	1,53982	328,36
	48′ 35″	1,54168	322,13
	49′ 57″	1,54204	320,99
	61° 51′ 31″	1,54238	320,18
	62° 0′ 3″	1,54443	316,16
	1′ 29″	1,54475	315,71
Cd_{13}	3′ 59″	1,54536	313,33
Cd_{14}	62° 16′ 41″	1,54839	308,32

II.

Tabelle der gemessenen Brechungsexponenten für Gläser.

Bezeichnung der Gläser und Fabriknummer		2. 2242 Fernrohr-Crown	3. 2752 Fernrohr-Crown O 2388	4. 2133 Schwerst. Bar.-Crown O 2122	5. 2371 Barium Sil.-Crown O 227	6. 2634 Gew. Sil.-Crown O 203	7. 2392 Baryt-Leichtflint O 463
φ (der brechende Winkel)		33° 26′ 28″	33° 59′ 17″	30° 22′ 7″	33° 39′ 52″	33° 2′ 56″	32° 22′ 36″
$H\alpha$	656,30 $\mu\mu$	1,50486	1,52441	1,58848	1,53755	1,51436	1,55771
Cd_1	643,93	1,50525	1,52490	1,58896	1,53797	1,51482	1,55821
D	589,03	1,50734	1,52704	1,59144	1,54025	1,51693	1,56075
Cd_2	537,93	1,50976	1,52961	1,59433	1,54297	1,51957	1,56375
Cd_3	533,86	1,51004	1,52989	1,59463	1,54321	1,51982	1,56407
Cd_4	508,61	1,51154	1,53146	1,59644	1,54489	1,52143	1,56596
$H\beta$	486,10	—	1,53303	1,59825	—	—	—
Cd_5	480,01	1,51362	1,53362	1,59878	1,54714	1,52361	1,56844
Cd_6	467,84	1,51461	1,53464	1,59996	1,54825	1,52466	1,56968
Cd_7	441,59	1,51704	1,53721	1,60285	1,55093	1,52725	1,57268
$H\gamma$	434,00	1,51775	1,53790	1,60367	—	—	—
Cd_8	398,84	1,52210	1,54245	1,60870	1,55646	1,53261	1,57896
Cd_9	361,19	1,52852	1,54911	1,61622	1,56354	1,53943	1,58704
Cd_9*	353,58	1,53010	1,55071	1,61800	1,56525	1,54111	—
Cd_{10}	346,71	1,53157	1,55225	1,61978	1,56689	1,54272	1,59093
Cd_{11}	340,37	1,53307	1,55379	1,62148	1,56852	1,54432	1,59279
	334,55	1,53490	1,55564	1,62356	1,57046	—	1,59452
Cd_{12}	328,36	1,53721	1,55804	1,62622	1,57296	1,54879	1,59796
	326,42	1,53811	—	—	—	—	—
	323,64	1,53896	1,56004	—	—	—	1,60033
	322,13	1,53932	1,56086	—	1,57511	—	1,60081
	320,18	1,53982	1,56175	—	1,57593	1,55089	—
	318,54	1,54079	1,56193	—	1,57830	1,55175	1,60263
	315,71	—	—	—	—	1,55414	1,60475
Cd_{13}	313,33	—	1,56343	—	1,57870	1,55450	—
Cd_{14}	308,32	—	1,56661	—	1,58293	1,55875	—
	306,50	—	1,56714	—	—	—	—

III.

Tabelle der gemessenen Brechungsexponenten für Gläser.

Bezeichnung der Gläser und Fabriknummer		8. 2150 Baryt-Leichtflint O 722	9. 2800 Fernrohr-Flint O 2001	10. 1828 Baryt-Leichtflint O 453	11. 665 Zinkborat	12. 2546 Baryt-Flint O 748	13. 2512 Gew. Silic.-Flint O 103
φ (der brechende Winkel)		32° 25′ 20″	34° 4′ 5″	31° 15′ 51″	24° 51′ 53″	29° 56′ 12″	29° 53′ 22″
Hα	656,30 μμ	1,57568	1,51932	1,56014	1,65326	1,62285	1,61574
Cd_1	643,93	1,57619	1,51979	1,56068	1,65435	1,62356	1,61656
D	589,03	1,57893	1,52231	1,56343	1,65762	1,62750	1,62073
Cd_2	537,93	1,58211	1,52536	1,56671	1,66146	1,63226	1,62578
Cd_3	533,86	1,58244	1,52568	1,56689	1,66185	1,63274	1,62630
Cd_4	508,61	1,58444	1,52754	1,56914	1,66423	1,63577	1,62952
Hβ	486,10	1,58646	1,52954	1,57148	1,66670	—	—
Cd_5	480,01	1,58715	1,53007	1,57193	1,66742	1,63992	1,63396
Cd_6	467,84	1,58848	1,53129	1,57333	1,66904	1,64196	1,63615
Cd_7	441,59	1,59174	1,53436	1,57667	1,67292	1,64704	1,64162
Hγ	434,00	1,59268	1,53521	1,57764	1,67436	—	1,64319
Cd_8	398,84	1,59852	1,54075	1,58375	1,68104	1,65792	1,65333
Cd_9	361,19	1,60726	1,54897	1,59300	1,69146	1,67269	1,66933
Cd_9*	353,58	1,60937	—	1,59526	1,69400	—	1,67346
Cd_{10}	346,71	1,61148	1,55300	1,59754	1,69648	1,68018	1.67753
Cd_{11}	340,37	1,61356	1,55504	1,59978	1,69892	1,68390	1,68160
	334,55	1,61559	1,55746	1,60248	1,70135	1,68838	1,68685
Cd_{12}	328,36	1,61922	1,56043	1,60593	1,70408	1,69454	1,69265
	326,42	1,62069	1,56157	1,60748	1,70562	—	1.69356
	323,64	1,62159	—	1,60900	—	—	—
	322,13	—	1,56311	1,61015	—	—	—
	320,18	1,62256	—	1,61189	—	—	—
	318,54	1,62311	1,56518	—	—	—	—
	315,71	1,62462	1,56675	—	—	—	—
Cd_{13}	313,33	1,62678	—	—	—	—	—
Cd_{14}	308,32	—	—	—	—	—	—
	306,50	—	—	—	—	—	—

IV.
Die Brechungsexponenten für amorphen und krystallinischen Quarz.

Bezeichnung der Linien und die zugehörigen Wellenlängen λ		Quarz amorph.	Quarz (kryst.) ord. Strahl			Abweichungen der Werte von Simon u. Sarasin gegen die des Verfassers in Einheiten der 5. Decimale.	
			Verfasser	Simon	Sarasin		
H_α	656,30 $\mu\mu$	1,45640	—	—	—		
Cd_1	643,93	1,45673	1,54224	—	1,54224	—	0
D	589,03	1,45843	—	—	—	—	—
Cd_2	537,93	1,46047	1,54650	—	1,54655	—	+ 5
Cd_3	533,86	1,46067	1,54679	—	1,54675	—	− 4
Cd_4	508,61	1,46190	1,54821	—	1,54825	—	+ 4
Cd_5	480,01	1,46357	1,55014	—	1,55014	—	0
Cd_6	467,84	1,46433	1,55100	—	1,55104	—	+ 4
Cd_7	441,59	1,46630	1,55318	—	1,55318	—	0
H_γ	434,00	1,46690	—	—	—	—	—
Cd_8	398,84	1,47028	1,55791	—	—	—	—
Al	396,165	1,47069	—	—	—	—	—
Al	394,415	1,47086	—	—	—	—	—
Cd_9	361,19	1,47503	1,56346	1,56348	1,56355	+ 2	+ 9
Cd_9*	353,58	1,47645	—	—	—	—	—
Cd_{10}	346,71	1,47766	1,56621	1,56617	1,56635	− 4	+ 14
Cd_{11}	340,37	1,47877	1,56739	1,56744	1,56744	+ 5	+ 5
Cd_{12}	328,36	1,48183	1,57082	1,57094	1,57100	+ 12	+ 18
Cd_{15}	298,08	1,48859	1,57864	—	—	—	—
Cd_{17}	274,87	1,49634	1,58756	—	1,58750	—	− 6
Cd_{18}	257,31	1,50397	1,59626	1,59624	1,59630	− 2	+ 4
Zn	255,80	1,50472	—	—	—	—	—
Zn	250,20	1,50762	—	—	—	—	—
Cd	232,94	1,51834	—	—	—	—	—
Cd_{22}	232,12	1,51890	1,61319	—	—	—	—
Cd_{23}	231,30	1,51954	1,61400	1,61402	1,61410	+ 2	+ 10
Cd_{24}	226,51	1,52318	1,61819	—	1,61816	—	− 3
Cd_{25}	219,47	1,52911	1,62504	1,62502	1,62500	− 2	− 4
Cd_{26}	214,45	1,53386	1,63042	1,63040	1,63050	− 2	+ 8
Zn_{27}	210,01	1,53857	—	—	—	—	—
Zn_{28}	206,21	1,54269	—	—	—	—	—
Zn_{29}	202,55	1,54729	—	—	—	—	—
Al_{30}	198,99	1,55204	—	—	—	—	—
Al_{31}	193,53	1,56071	—	—	—	—	—
Al_{32}	186,22	1,57268	—	—	—	—	—
Al	185,41	1,57464	—	—	—	—	—
φ (der brechende Winkel)		$35^0\,26'\,46''$	$29^0\,55'\,2''$				

§ 8. **Dispersionsbestimmung.**

Von einer Verifizierung der Dispersionstheorie habe ich Abstand genommen, da die Prüfung derselben ohne die Dispersion im Ultraroten, wie gesagt, nur den Wert einer Interpolationsrechnung hat. Um aber die im Obigen gegebenen Brechungsexponenten in eine übersichtliche, für Vergleiche geeignete Form zu bringen, habe ich die von Abbe[1]) angegebene Charakteristik der optischen Gläser auf das ultraviolette Gebiet zu erweitern gesucht.

Im Jenaer Glasverzeichnis[2]) werden folgende optische Konstanten der Gläser angegeben:

$n_D = D$, der Brechungsindex für die gelbe Natriumlinie.

$C—F$[3]) $= \Delta$, mittlere Dispersion = Differenz der Brechungsexponenten der Wasserstofflinien H_α und H_β.

$\frac{D-1}{\Delta} = \nu$, relative reciproce Dispersion.

$$\left.\begin{array}{l} C-D = \delta_1 \\ D-F = \delta_2 \\ F-G' = \delta_3 \end{array}\right\} \text{partielle Dispersion.}$$

$$\left.\begin{array}{l} \frac{\delta_1}{\Delta} = \alpha \\ \frac{\delta_2}{\Delta} = \beta \\ \frac{\delta_3}{\Delta} = \gamma \end{array}\right\} \text{relative partielle Dispersion.}$$

Diese Konstanten erfordern die Kenntnis von fünf Brechungsexponenten. Sie geben eine vollständige Übersicht der Brechung und Dispersion im sichtbaren Teile des Spektrums und gewähren durch grosse Übersichtlichkeit einen erheblichen Vorzug vor der blossen Aufzählung bestimmter Brechungsexponenten.

Für die Wahl dieser Linien ist massgebend gewesen: erstens, die gleichmässige Verteilung derselben im Spektrum,

---

[1]) Hovestadt. Jenaer Glas. p. 26.

[2]) Jenaer Glasverzeichnis.

[3]) $C—F$ lies C bis F und ebenso in allen folgenden partiellen Dispersionen.

zweitens, der Umstand, dass dieselben stets leicht zu erzeugen sind. Durch viele Tausende von Messungen haben dieselben eine Bedeutung gewonnen, die bei keiner derartigen Veröffentlichung übersehen werden darf. Um Dispersionswerte in eine vergleichbare Form zu bringen, muss man sich daher dieser Konstanten bedienen.

Für den ultravioletten Teil des Spektrums habe ich entsprechende Intervalle aufgestellt. Ich habe dazu charakteristische Kadmium-Linien nach der Bezeichnung von Mascart gewählt. Da die Messungen meist auf photographischem Wege gewonnen werden, empfiehlt es sich möglichst Linien eines Elementes zu wählen. Das Kadmium ist seines Linien-Reichtums wegen dazu recht empfehlenswert, zumal auch viele massgebende Messungen im Ultraviolett mit Kadmium-Linien ausgeführt sind. Die Fraunhoferschen Bezeichnungen sollte man für Ultraviolett nicht verwenden. Dieselben sind zwar für das Absorptionsspektrum der Sonne charakteristisch, haben aber für spektrometrische Messungen mit künstlicher Beleuchtung stets grosse Unbequemlichkeit.

Auch für den sichtbaren Teil des Spektrums wäre es willkommen, wenn die verwendeten Linien möglichst einer Lichtquelle entstammten.

Im sichtbaren Spektrum habe ich ausser den üblichen Intervallen neben δ_3 ein Intervall δ'_3 mit Cd_7 anstatt $H\gamma$ eingeführt. Mir erschien dies wegen des Anschlusses an das Ultraviolett recht günstig, da ich Cd_7 stets recht gut photographisch messen konnte, während ich in der subjektiven Messung violetter Linien, also $H\gamma$ insbesondere, nicht die gleiche Sicherheit hatte. Dementsprechend habe ich für den ganzen Dispersionsverlauf zu den für das sichtbare Spektrum üblichen Konstanten für das Ultraviolett die partiellen Dispersionen folgender Intervalle hinzugefügt: $H\beta - Cd_7 = \delta'_3$; $H\gamma - Cd_8 = \delta_4$; $Cd_7 - Cd_8 = \delta'_4$; $Cd_8 - Cd_9 = \delta_5$; $Cd_9 - Cd_{11} = \delta_6$; $Cd_{11} - Cd_{12} = \delta_7$; $Cd_{12} - Cd_{17} = \delta_8$; $Cd_{17} - Cd_{24} = \delta_9$; $Cd_{24} - Al_{32} = \delta_{10}$. Ebenso sind die relativen partiellen Dispersionen $\frac{\delta_1}{\Delta} = p_1$; $\frac{\delta_2}{\Delta} = p_2$ u. s. w. gebildet.

Eine in anderer Weise übersichtliche und für Vergleiche geeignete Darstellung des Dispersionsverlaufes habe ich graphisch in einer am Schluss befindlichen Tafel gegeben. In derselben sind die Differenzen der Brechungsexponenten nach beiden Seiten von Cd_5 aus eingetragen. Die gegenseitige Grösse der Brechungsexponenten der verschiedenen Gläser kommt nicht zum Ausdruck.

Die Tafel giebt ein Bild aller partiellen Dispersionen der von mir untersuchten Gläser und des amorphen und krystallinischen Quarzes.

In einer besonderen Tabelle gebe ich die entsprechenden Konstanten für den Quarz. Um einen Vergleich des krystallinischen mit dem amorphen Quarz zu gewinnen, habe ich die Sarasin- und Mascartschen Werte für den ausserordentlichen Strahl und als mittleren Brechungsexponenten für krystallinischen Quarz das Mittel aus ordentlichem und ausserordentlichem Strahl eingetragen.

Es folgen die Tabellen: Die beiden ersten Tabellen umfassen die 13 Gläser, die dritte Tabelle den Dispersionsverlauf vom Quarz.

Zur Diskussion der Werte sei bemerkt, dass entsprechend den Erfahrungen, die man von dem Dispersionsverlauf im sichtbaren Spektrum hat, bei Gläsern mit hohen Brechungsexponenten die Dispersion erheblich stärker wächst als bei Gläsern mit geringen Brechungsexponenten. Eine allgemeine Beziehung jedoch lässt sich nicht aufstellen für die Verhältnisse der einzelnen Teile des Spektrums zu einander. Die Tafel gestattet einen direkten Vergleich entsprechender Spektralgebiete.

Auffallend für den Quarz ist, dass die amorphe Modifikation nicht nur einen erheblich niedrigeren Brechungsexponenten hat als der krystallinische Quarz, sondern auch im Dispersionsverlauf wesentlich von demselben abweicht.

Es bleibt abzuwarten, ob alle Schmelzen amorphen Quarzes dasselbe Verhalten zeigen.

I. Dispersionsverlauf der Gläser.

Fabriknummer	2748 Boro-Sil.-Cr.	2242[1] Fernr.-Cr.	2752 Fernr.-Cr.	2133 Schw. Bar.-Cr.	2371[2] Bar.-Sil.-Cr.	2634[2] Gew. Sil.-Cr.	2392[2] Bar.-Leicht-Fl.
D	1,51124	1,50734	1,52704	1,59144	1,54025	1,51693	1,56075
$\Delta = C - F$	0,00807	0,00823	0,00862	0,00977	0,00910	0,00877	0,01011
$\nu = \frac{n-1}{\Delta}$	63,35	61,63	61,14	60,54	59,37	58,94	55,47
$\delta_1 = C - D$	0,00241	0,00248	0,00263	0,00296	0,00270	0,00257	0,00304
$p_1 = \frac{\delta_1}{\Delta}$	0,299	0,301	0,305	0,303	0,297	0,293	0,301
$\delta_2 = D - F$	0,00566	0,00575	0,00599	0,00681	0.00640	0,00620	0,00707
p_2	0,701	0,699	0,695	0,697	0,703	0,707	0,699
$\delta_3 = F - G'$	0,00446	0,00466	0,00487	0,00542	0,00515	—	—
p_3	0,553	0,566	0,565	0,555	0,566	—	—
$\delta'_3 = F - Cd_7$	0,00376	0,00395	0,00418	0,00460	0,00428	0,00412	0,00486
p'_3	0,466	0,480	0,485	0,472	0,470	0,470	0,481
$\delta_4 = G' - Cd_8$	0,00410	0,00435	0,00455	0,00503	0,00466	—	—
p_4	0,508	0,529	0,528	0,515	0,512	—	—
$\delta'_4 = Cd_7 - Cd_8$	0,00480	0,00506	0,00524	0,00585	0,00553	0,00536	0,00628
p'_4	0,595	0,615	0,608	0,599	0,608	0,611	0,621
$\delta_5 = Cd_8 - Cd_9$	0,00610	0,00642	0,00666	0,00752	0,00708	0,00682	0,00808
p_5	0,756	0,780	0,773	0,770	0,778	0,778	0,799
$\delta_6 = Cd_9 - Cd_{11}$	0,00430	0,00455	0,00468	0,00526	0,00498	0,00489	0,00575
p_6	0,533	0,552	0,543	0,538	0,547	0,558	0,569
$\delta_7 = Cd_{11} - Cd_{12}$	0,00396	0,00414	0,00425	0.00474	0,00444	0,00447	0,00517
p_7	0,491	0,503	0,493	0,486	0,488	0,510	0,511

[1]) $F = H_\beta$ nach Dr. Riedel.

[2]) $F = H_\beta$ und $G' = H_\gamma$ nach Dr. Riedel.

II. Dispersionsverlauf der Gläser.

Fabriknummer	2150 Bar.-Leicht-Fl.	2800 Fernr.-Fl.	1828 Bar.-Leicht-Fl.	665 Zink-Bor.	2546[2] Bar.-Fl.	2512[1] Gew. Sil.-Fl.
D	1,57893	1,52231	1,56343	1,65762	1,62750	1,62073
$\Delta = C - F$	0,01078	0,01022	0,01134	0,01344	0,01618	0,01717
$\nu = \frac{n-1}{\Delta}$	54,08	51,11	49,69	48,93	38,78	36,15
$\delta_1 = C - D$	0,00325	0,00299	0,00329	0,00436	0,00465	0,00499
$p_1 = \frac{\delta_1}{\Delta}$	0,302	0,293	0,290	0,324	0,287	0,291
$\delta_2 = D - F$	0,00753	0,00723	0,00805	0,00908	0,01153	0,01218
p_2	0,699	0,707	0,710	0,676	0,713	0,709
$\delta_3 = F - G'$	0,00622	0,00567	0,00616	0,00766	—	0,01028
p_3	0,577	0,555	0,543	0,570	—	0,599
$\delta'_3 = F - Cd_7$	0,00528	0,00482	0,00519	0,00622	0,00801	0,00871
p'_3	0,490	0,472	0,458	0,463	0,495	0,507
$\delta_4 = G' - Cd_8$	0,00584	0,00554	0,00611	0,00668	—	0,01014
p_4	0,542	0,542	0,539	0,497	—	0,591
$\delta'_4 = Cd_7 - Cd_8$	0,00678	0,00639	0,00708	0,00821	0,01088	0,01171
p'_4	0,629	0,625	0,624	0,611	0,672	0,682
$\delta_5 = Cd_8 - Cd_9$	0,00874	0,00822	0,00925	0,01042	0,01477	0,01600
p_5	0,811	0,804	0,816	0,775	0,913	0,932
$\delta_6 = Cd_9 - Cd_{11}$	0,00630	0,00607	0,00678	0,00746	0,01121	0,01227
p_6	0,584	0,594	0,598	0,555	0,893	0,715
$\delta_7 = Cd_{11} - Cd_{12}$	0,00566	0,00539	0,00615	0,00670	0,01064	0,01105
p_7	0,525	0,527	0,542	0,499	0,658	0,644

[1]) $F = H_\beta$ nach Dr. Riedel.

[2]) $F = H_\beta$ und $G' = H_\gamma$ nach Dr. Riedel.

3*

III. Dispersionsverlauf des Quarzes.

	Quarz, kryst.: ω [1]). Ord. Strahl.	Quarz, kryst.: ε [2]). Ausserord. Str.	Quarz, kryst.: $\frac{\omega + \varepsilon}{2}$	Quarz amorph.
D	1,54419	1,55335	1,54877	1,45843
$\Delta = C - F$	0,00777	0,00802	0,00790	0,00677
$\nu = \frac{n-1}{\Delta}$	70,04	68,89	69,46	67,71
$\delta_1 = C - D$	0,00235	0,00240	0,00238	0,00203
$p_1 = \frac{\delta_1}{\Delta}$	0,302	0,299	0,301	0,300
$\delta_2 = D - F$	0,00542	0,00562	0,00552	0,00474
p_2	0,698	0,701	0,699	0,700
$\delta_3 = F - G'$	0,00432	0,00447	0,00440	0,00373
p_3	0,556	0,557	0,557	0,551
$\delta'_3 = F - Cd_7$	0,00353	0,00373	0,00363	0,00313
p'_3	0,454	0,465	0,460	0,462
$\delta_4 = G' - Cd_8$	0,00401	0,00411	0,00406	0,00338
p_4	0,516	0,513	0,514	0,499
$\delta'_4 = Cd_7 - Cd_8$	0,00480	0,00485	0,00483	0,00398
p'_4	0,618	0,605	0,611	0,588
$\delta_5 = Cd_8 - Cd_9$	0,00555	0,00564	0,00560	0,00475
p_5	0,714	0,703	0,709	0,702
$\delta_6 = Cd_9 - Cd_{11}$	0,00393	0,00422	0,00408	0,00374
p_6	0,506	0,526	0,517	0,552
$\delta_7 = Cd_{11} - Cd_{12}$	0,00343	0,00356	0,00350	0,00306
p_7	0,441	0,444	0,443	0,452
$\delta_8 = Cd_{12} - Cd_{17}$	0,01674	0,01715	0,01695	0,01451
p_8	2,154	2,138	2,146	2,143
$\delta_9 = Cd_{17} - Cd_{26}$	0,04286	0,04456	0,04371	0,03752
p_9	5,519	5,556	5,533	5,542
$\delta_{10} = Cd_{26} - Al_{32}$	0,04458	0,04642	0,04550	0,03882
p_{10}	5,738	5,788	5,759	5,734

[1]) *C, D, F*, G' nach Simon. Al_{32} nach Sarasin.
[2]) ε nach Mascart und Sarasin. $G' = H_\gamma$ und Cd_8 durch Interpolation.

§ 9. Die Grenze der Absorption.

Da für die Bestimmung der Dispersion die Grenze der Absorption von Interesse ist, habe ich, wie oben erwähnt, gleichzeitig dieselbe bei meinen Photographieen zu erreichen gesucht durch Verlängerung der Belichtungsdauer um den 10 bis 50fachen Betrag der gewöhnlichen, zur Erzeugung des Spektrums nötigen Zeit. Natürlich sind diese Beobachtungen nur als qualitativ zu bezeichnen, da über die Dicke der durchstrahlten Schicht keine Angabe vorliegt. Die Stelle, an welcher das Prisma während der Aufnahme von den Strahlen durchsetzt wird, ist wohl kaum genau zu bestimmen. Ausserdem haben die brechbaren Strahlen eine dickere Schicht zu durchsetzen.

Gewöhnlich werden diese Bestimmungen gesondert von der Dispersionsbestimmung mit dünnen Plan-Platten vorgenommen und durch Variation der Dicke der durchstrahlten Schicht von 0,1 mm bis 10 mm zahlengemäss fixiert[1]. Trotzdem genügen meine Angaben zur Orientierung.

Ich habe die von mir untersuchten Gläser in zwei Gruppen geteilt. Die erste Gruppe ist bei normaler Belichtung nicht wesentlich über $Cd_{11} = 340{,}37\ \mu\mu$ durchlässig, die zweite etwas weiter als $Cd_{12} = 328{,}36\ \mu\mu$.

Die bei sehr langer Belichtung schliesslich noch erreichten Wellenlängen aller Gläser gebe ich in der Tabelle S. 36. Die Gläser sind nach den kürzesten Wellenlängen geordnet.

Wie gesagt haben diese Angaben nur orientierenden Wert. Eine Regel für die Grenze der Absorption lässt sich aus dem Vorstehenden nicht entnehmen. Nach dem Dispersionsverlauf scheint für hohe Brechungsexponenten und starke Dispersion im Ultraviolett die Absorption früher einzutreten. Eine Ausnahme hiervon bildet 2133, das trotz geringer Dispersion im Ultraviolett die früheste Absorption aufweist. Auch 2242 müsste der Dispersion nach durchlässiger sein.

---

[1]) Eder u. Valenta. Absorptionsspektra der farblosen u. gefärbten Gläser. Wien 1894.

Tabelle der erreichten kleinsten Wellenlängen.

No.	Typus	λ	n der kleinsten Wellenlängen	$Cd_{11}-Cd_9$	$Cd_{12}-Cd_{11}$
1	2133	328,36 $\mu\mu$	1,62622	0,00526	0,00474
2	2546	328,36	1,69454	0,01121	0,01064
3	2512	326,42	1,69356	0,01227	0,01105
4	665	326,42	1,70562	0,00746	0,00670
5	1828	320,18	1,61189	0,00678	0,00615
6	2242	318,54	1,54079	0,00455	0,00414
7	2800	315,71	1,56675	0,00607	0,00539
8	2392	315,71	1,60475	0,00575	0,00517
9	2150	313,33	1,62678	0,00630	0,00566
10	2748	308,32	1,54839	0,00430	0,00396
11	2634	308,32	1,55875	0,00489	0,00447
12	2371	308,32	1,58293	0,00498	0,00444
13	2752	306,50	1,56714	0,00468	0,00425

Amorpher und krystallinischer Quarz sind nicht in diese Beobachtung hineingezogen, da ihre Absorptionsgrenzen erst unterhalb der Absorptionswirkung der empfindlichen Platten liegen. Einen Unterschied zwischen beiden habe ich in dem mir zugänglichen Bereich nicht finden können.

§ 10. **Zusammenfassung der Resultate.**

Die wesentlichen Ergebnisse der Arbeit sind folgende:

Von 13 Jenaer Glasschmelzen sind die Brechungsexponenten geliefert, von $C = 656{,}30\ \mu\mu$ bis an die Grenze der Absorption im Ultraviolett.

Das sichtbare Spektrum ist durch Autokollimation, das Ultraviolett photographisch gemessen.

Der Anschluss der photographisch gemessenen Linien ist durch Differenzenvergleichung erfolgt.

Die subjektiv gemessenen Linien sind durch häufige Wiederholung der Messungen sicher gestellt. Die Differenzenanschlüsse

der photographisch ermittelten Werte zeigen volle Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen, so dass für sie gleiche Sicherheit beansprucht werden kann. Dem entspricht die Messung von Quarz, die mit den Werten von Simon und Sarasin gut übereinstimmt. Eine Berücksichtigung des Einflusses der Temperatur auf die Brechungsexponenten hat nicht stattgefunden[1]).

Aus den Werten der Brechungsexponenten ist eine Charakteristik des Dispersionsverlaufes gegeben durch die von Abbe eingeführten Konstanten optischer Gläser.

Dieselben sind durch die partielle Dispersion geeigneter Intervalle für das Ultraviolett erweitert.

Der Dispersionsverlauf entspricht den bekannten Erfahrungen. Gläser mit hohen Brechungsexponenten zeigen im Allgemeinen eine hohe Dispersion. Jedoch lässt sich aus den Werten keine allgemeine Beziehung für das Verhältnis der einzelnen Teile des Spektrums zu einander aufstellen.

Bei allen Gläsern setzt die Absorption ziemlich früh ein. Keines der Gläser ist unter 300 $\mu\mu$ durchlässig. Die Grenze der Absorption ist qualitativ, d. h. ohne Angabe der durchstrahlten Dicke, bestimmt.

Brechung und Dispersion des amorphen und krystallinischen Quarzes weichen erheblich von einander ab. Der Brechungsexponent des amorphen Quarzes ist für die D-Linie nahe um 0,1 kleiner als der des krystallinischen. Ebenso ist die Dispersion für die amorphe Modifikation durchgehends kleiner als die des krystallinischen Quarzes.

Zum Schluss sei es mir erlaubt meinen verehrten Lehrern, besonders Herrn Geheimen Hofrat Prof. Dr. Winkelmann und Herrn Prof. Dr. Straubel für ihre bereitwillige Unterstützung bei meiner Arbeit und vielseitigen Anregungen meinen herzlichen Dank auszusprechen.

---

[1]) Simon. Über Dispersion ultravioletter Strahlen. Inaug.-Diss. Berlin 1894.



Lebensabriss.

Ich Johann Karl Hermann Trommsdorff bin als dritter Sohn des Pastor J. B. Trommsdorff zu Kühnhausen bei Erfurt am 22. Juli 1874 geboren. Meinen ersten Unterricht erhielt ich im elterlichen Hause. Von Michaeli 1885 bis Ostern 1894 besuchte ich das Gymnasium zu Eisleben, von Ostern 1894 bis Ostern 1896 die Klosterschule zu Ilfeld, von wo ich mit dem Reifezeugnis entlassen wurde. Zu Beginn meiner Studienzeit trat ich in Göttingen als Einjährig-Freiwilliger ein, wurde aber schon nach 6 Monaten als Ganz-Invalide eines Herzleidens wegen entlassen. In Göttingen studierte ich Physik, Chemie und Mathematik und Philosophie. Hier hörte ich die Vorlesungen der Herren Professoren Liebisch, Riecke, Voigt, Nernst, Wallach, Kerp, Abegg, v. Koenen, Peter, Klein, Hilbert, Schönfliess, Bohlmann, Sommerfeld, Baumann und Müller. Im Herbst 1899 siedelte ich nach der hiesigen Universität über, weil meine Eltern nach Jena verzogen. In Jena hörte ich die Vorlesungen der Herren Professoren Winkelmann, Straubel, Auerbach, Thomae, Frege, Gutzmer und Knopf.


128035
QC431
T7



